行列型の kinetic eq. は Wölfle[3] によっても解かれているが，我々の方法，即ち，spectral function A を求める方法はより直接的である。$1/\tau < \Delta$ の範囲では，Bogolon の Blotzmann 方程式が成立していることは，多分正当化されると考えられる。

参　考　文　献

(1) Leggett-Takagi. Phys. Rev. Letters **34**, 1424 (1975).

(2) Bhattacharyya et al. Phys. Rev. Letters 35, 473 (1975).

(3) Wölfle, J. Low Temp. Phys. **22**, 157 (1976)

Kinetic Equation の $T \simeq T_c$ でのふるまい

山口大・文理　原　純一郎

超流動 He-3 の $T \simeq T_c$ での K. E. (Kinetic Equation) のふるまいを調べる。次の様なグリーン関数行列を定義しよう。

$$G_{ij}^{<}(1,1') = \langle \psi_j^{+}(1')\,\psi_i(1) \rangle, \quad G_{ij}^{>}(1,1') = \langle \psi_i(1)\ \psi_j^{+}(1') \rangle$$

ここで，ψ_j^{+} は場の演算子 $\vec{\psi}^{+} = (\psi_\sigma^{+}, \psi_\sigma)$ の j 成分，ψ_i は $\vec{\psi}$ の i 成分であり，$\langle \cdots\cdots \rangle$ は統計平均を表わす。σ はスピン添字である。$G_{ij}^{\gtrless}(1,1')$ の相対座標についてフーリェ変換した $G_{ij}^{\gtrless}(p\omega RT)$ に対する定常状態での K. E. は，Kadanoff, Baym に従って，

$$i[\xi, G^{\gtrless}]_{-} + \frac{1}{2}\left[\frac{\partial \xi}{\partial P}, \frac{\partial G^{\gtrless}}{\partial R}\right]_{+} - \frac{1}{2}\left[\frac{\partial \xi}{\partial R}, \frac{\partial G^{\gtrless}}{\partial P}\right]_{+} = \pm I$$

となる。ξ は Hatree-Fock 近似でのエネルギー行列，I は Born 近似での衝突項を表わしている。スペクトル関数 $A(P\omega R) = G^{>} + G^{<}$ についてはすぐ解けて，

$$A = \sum_\nu \frac{1}{2}\left(1+\nu\frac{\xi}{E}\right)2\pi\delta(\omega-\nu E) + i\frac{\nu}{\delta E}\left(\frac{\partial\xi}{\partial P}\frac{\partial\xi}{\partial R}-\frac{\partial\xi}{\partial R}\frac{\partial\xi}{\partial P}\right)2\pi\frac{\partial}{\partial\omega}\delta(\omega-\nu E)$$

となる。ν は $\pm$ を取る。A を使って $G^{\gtrless}$ は次の様に書ける。

$$G^{<}(P\omega R) = A(P\omega R)f^0(\omega) + \sum_\nu \delta F_\nu(PR)2\pi\delta(\omega-\nu E)$$

$$G^{>}(P\omega R) = A(P\omega R)(1-f^0(\omega)) - \sum_\nu \delta F_\nu(PR)2\pi\delta(\omega-\nu E)$$

$f^0(\omega)$ はフェルミ分布関数である。この様に $G^{\gtrless}$ を ω 積分した量がWigher分布関数に対応するものとなっている。上式を $G^{<}$ に対する K. E. に代入する事により分布関数 δF_ν に対する K. E. が得られ，次の様になる。

$$i[\xi, \delta F_\nu]_- + \frac{1}{2}\left[\frac{\partial\xi}{\partial P}, \frac{\partial}{\partial R}\delta F_\nu\right]_+ = -\frac{1}{2\pi}\int d\omega\ \theta(\nu\omega)\, I \overset{d}{=} I_\nu$$

ここで衝突項は，未知関数 δF_ν だけを含んでおり，$A f^0(\omega)$，$A(1-f^0(\omega))$ からの寄与はエネルギー保存則より消えてしまう。上式をさらに Bogolin bov 変換して，

$$i[E_0\hat{\alpha}, \delta\widetilde{F}_\nu]_- + \frac{1}{2}\left[\frac{\partial}{\partial P}E_0\hat{\alpha}, \frac{\partial}{\partial R}\delta\widetilde{F}_\nu\right] +$$

$$+\frac{1}{2}\left[U_0\frac{\partial}{\partial P}U_0^+ E_0\hat{\alpha} - \hat{\alpha}E_0 U_0\frac{\partial}{\partial P}U_0^+, \frac{\partial}{\partial R}\delta\widetilde{F}_\nu\right] = U_0 I_\nu U_0^+$$

となる。$E_0\hat{\alpha} = U_0\xi U_0^+$，$\delta\widetilde{F}_\nu = U_0\delta F_\nu U_0^+$，$U_0$，$U_0^+$ は Bogolinbov 変換行列である。以下簡単の為 BCS 状態を考える。He-3 で実現している ABM 状態，BW 状態に対しても同様の議論が出来ると思われる。$\delta\widetilde{F}_\nu$ は BCS 状態の時次の様に書ける。

$$\delta\widetilde{F}_+ = \begin{pmatrix} \delta f(p)\sigma_0 & \delta n(p)\, i\sigma_y \\ -\delta n^*(p)\, i\sigma_y & -\delta m(p)\sigma_0 \end{pmatrix} \qquad \delta\widetilde{F}_- = \begin{pmatrix} \delta m(-p)\sigma_0 & \delta n(-p)\, i\sigma_y \\ -\delta n^*(-p)\, i\sigma_y & -\delta f(-p)\sigma_0 \end{pmatrix}$$

σ_0 は単位行列，σ_y は Pauli 行列の y 成分である。 又，局所平衡状態での分布関数 $\delta\widetilde{F}_\nu^\ell$ を $\delta\widetilde{F}_\nu^\ell = \frac{1}{2}(1+\nu\hat{\alpha})\delta f_\nu^\ell$ と取ろう。δf_ν^ℓ は例えば粘性係数などを計算する時は $\delta f_\nu^\ell = \frac{\partial f^0}{\partial E}\nu(\mathbf{p}\cdot\mathbf{u})$ である。又，$\hat{\alpha}$ は，対角成分が（1，1，-1，-1）の対角行列である。$\delta f(p)$，$\delta m(p)$，$\delta n^k(p) = \delta n(p) + \delta n^*(p)$，$\delta n^I = \frac{1}{i}(\delta n(p) - \delta n^*(p))$ に対する

K。E・は，衝突項を緩和時間近似で書くと，次の様になる。

$$\frac{\varepsilon}{E}\frac{\partial\varepsilon}{\partial P}\frac{\partial}{\partial R}\delta f^{\ell} = \frac{1}{\tau}\delta f \qquad -\frac{1}{2}\frac{\triangle}{E}\frac{\partial\varepsilon}{\partial P}\frac{\partial}{\partial R}\delta f^{\ell} = \frac{1}{2}\frac{1}{\tau}\delta n^{k} + E_0\delta n^{I}$$

$$E_0\,\delta n^{R} - \frac{1}{2}\frac{1}{\tau}\delta n^{I} = 0 \qquad \delta m \simeq 0$$

但し，$T \simeq T_c$ の附近を考える事とし， coherence factor の $O(\triangle^2)$ の寄与をする項は無視している。以下２つの場合について解を求めて見る。$\triangle > \frac{\hbar}{\tau}$ の時，

$$\delta f \sim \frac{\varepsilon}{E}\frac{\partial\varepsilon}{\partial P}\frac{\partial}{\partial R}\delta f^{\ell}\,\tau \qquad \delta n^{R} \sim \frac{\triangle}{E}\frac{\partial\varepsilon}{\partial P}\frac{\partial f^{\ell}}{\partial R}\times\left(\frac{1}{2\tau E}\right)^{2}$$

$$\delta m \sim 0 \qquad \delta n^{I} \sim \frac{\triangle}{E}\frac{\partial\varepsilon}{\partial P}\frac{\partial f^{\ell}}{\partial R}\times\left(\frac{1}{2\tau E}\right)$$

となり $\frac{1}{2\tau E} < 1$ であるので，δf つまりボゴロンの分布関数だけをこの範囲では考えておけばよい。反対に $\frac{\hbar}{\tau} > \triangle$ の場合は，

$$\delta f \sim \frac{\varepsilon}{E}\frac{\partial\varepsilon}{\partial P}\frac{\partial f^{\ell}}{\partial R}\tau \qquad \delta n^{R} \sim \frac{\triangle}{E}\frac{\partial\varepsilon}{\partial P}\frac{\partial f^{\ell}}{\partial R}\tau$$

$$\delta m \sim 0 \qquad \delta n^{I} \sim \frac{\triangle}{E}\frac{\partial\varepsilon}{\partial P}\frac{\partial f^{\ell}}{\partial R}\tau\times(-2\tau E)$$

となりこの時は，δf，δn^{R} だけを考えてやればよい。さらに $\delta f = \frac{\varepsilon}{E}\delta Q$，$\delta n^{R} = \frac{\triangle}{E}\delta Q$ として，δQ に対する K．E。を求めてやると，そのK・E・は Normal でのK．E。と Back scattering の項もふくめ，同じになっている。一方，粘性係数の $T \simeq T_c$ でのふるまいは，運動量流速 Π_{ij} が，

$$\Pi_{ij} = \int dp\; 2\frac{\partial\varepsilon}{\partial P_j}\,p_i\left\{\frac{\varepsilon}{E}(\delta f + \delta m) - \frac{\triangle}{E}\,\delta n^{R}\right\}$$

の形をしているので，δf，δm，δn^{R} に今求めた解を入れてやると，$\triangle > \frac{\hbar}{\tau}$ の時，Normal での粘性係数を η_n として，

$$\eta \sim \eta_n(1 + a\triangle)$$

となり，$\triangle$ に比例する項が出てくる。反対に $\triangle < \frac{\hbar}{\tau}$ の時は $O(\triangle)$ の項は打ち消しあっ

て出て来ず，

$$\eta \sim \eta_n (1 + O(\triangle^2))$$

の形になる。

^{3}He−A での２，３の問題

筑波大　　宗　田　敏　雄

(1) 円筒容器中の ^{3}He - A の遅い回転

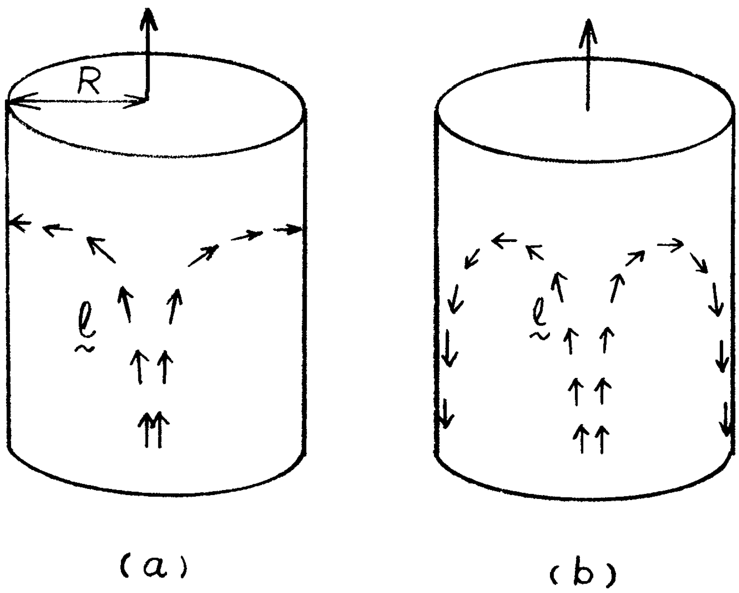
^{3}He - A でオーダー・パラメーターより作られる軌道ベクトル $\boldsymbol{\ell}$ が組織の様子をなしているが，軸対称な解として Mermin-Ho(M-H) と Anderson-Toulouse(A-T) の解があることが見出されている。

然しながら，この容器をゆっくり回転した時にどう云う $\boldsymbol{\ell}$ の組織が出来るかが大変興味がある。

ここでは角速度 ω で回転してみて，自由エネルギー $F_{\omega=0} - L\omega$ を最低にする様に，

$$\boldsymbol{\ell} = \cos\chi(\rho)\,\hat{z} + \sin\chi(\rho)\,\hat{\rho} \qquad (1)$$

の $\chi(\rho)$ の形を求めて，角運動量や自由エネル



(a) M−H型組織　　(b) A−T型組織

第　1　図